Série VIII. — Tome IX. N° 10. Octobre 1948.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

SUR LA THÉORIE DE LA SUPRACONDUCTIVITÉ

Par M. BORN et K. C. CHENG.
Université d'Edimbourg.

Sommaire. — La théorie d'Heisenberg attribue la supraconductivité à l'interaction des électrons entre eux. Elle ne fait pas intervenir le réseau cristallin du métal. Celle que développent MM. Born et Cheng tient compte de l'interaction entre les électrons et les ions du métal; elle conduit à prévoir que la supraconductivité ne doit apparaître que dans les métaux où la surface de Fermi est très proche des sommets d'une zone de Brillouin, ce que l'expérience vérifie. Les valeurs de la température de transition, de la variation de chaleur spécifique et du champ magnétique critique prévues sont bien de l'ordre de grandeur observé.

Il est admis, en général, que le phénomène de supraconductivité est dû à l'interaction des électrons. Heisenberg [1] a tenté d'en établir une théorie sans tenir compte de la structure cristalline des métaux. Cela nous paraît difficile à concilier avec un théorème général qui peut être démontré rigoureusement : l'état à courant nul d'une assemblée d'électrons en interaction de Coulomb a nécessairement une énergie moindre qu'un état avec un courant résultant. De plus, à chaque état avec courant correspond univoquement un état sans courant. Il en résulte que l'énergie libre de l'état avec courant ne peut être minimum à aucune température.

Il y a également une objection empirique à la théorie de Heisenberg : elle prévoit l'existence de la supraconductivité dans tous les métaux. Or, il n'y a actuellement aucune indication expérimentale qui nous permette de prévoir l'apparition de la supraconductivité par exemple dans les métaux alcalins à très basse température.

C'est pourquoi nous avons essayé de développer une théorie fondée sur le fait que les électrons ne se meuvent pas dans l'espace vide, mais sont en interaction avec les ions du métal.

On sait que les forces ioniques ont une influence prédominante sur le comportement des électrons quand la surface de Fermi, considérée comme une sphère, est voisine des plans qui limitent l'une des zones de Brillouin. Si la surface de Fermi circonscrit presqu'une zone de Brillouin complète, il est certain que cette zone circonscrite est pleine et que la suivante est partiellement remplie. La figure donne une

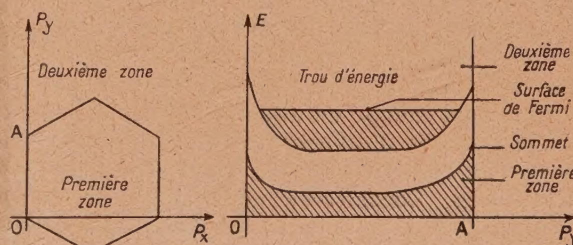


Fig. 1.

image grossière de l'aspect d'un plan (E en fonction de P_y), où E est l'énergie et P_y est la composante de l'impulsion suivant un des côtés du polygone représentant une section d'une zone de Brillouin. La surface d'énergie $E(p)$ a une discontinuité le long de ce plan, discontinuité maximum aux sommets OA et minimum dans l'intervalle. Par conséquent, si l'on néglige l'interaction des électrons, la première zone est remplie jusqu'au sommet, tandis que la seconde est partiellement remplie dans le fond du trou d'énergie.

Avant d'aller plus loin, nous avons cherché une

confirmation empirique de l'idée que la supraconductivité apparaît dans les métaux pour lesquels la surface de Fermi est très proche d'un ensemble de sommets d'une zone de Brillouin. Le tableau suivant montre, pour la plupart des éléments supraconducteurs et pour certains éléments qui ne le sont pas, les différents rapports du rayon de la sphère de Fermi à la distance à l'origine des sommets qui se trouvent près de cette sphère dans l'espace des moments.

TABLEAU.

Type de réseau.	Eléments supraconducteurs.		Eléments non supraconducteurs.	
Cube centré	V, Ta	1,03-0,98	Li, Na, K	$\leq$ 0,75
	Zr_β	0,98	Rb, Cs	–
Cube à faces centrées	Al, La_β, Th, Pb (?)	1,008	Au, Ag, Cu	< 0,660
			Ca, Sr	$\leq$ 0,88
Hexagonal compact	Zn	0,927		
	Cd	0,925		
	Tl_α	1,10		
	La_α	1,098		

Ce tableau nous a encoragés à chercher si les électrons qui émigrent des sommets sous l'influence de leur interaction mutuelle et deviennent ainsi libres, peuvent s'ordonner en dispositifs asymétriques dans l'espace des moments, de manière à être capables de transporter un courant permanent. Nous avons donc calculé le nombre des électrons transférés de la première zone au creux de potentiel de la seconde zone ou inversement.

L'action la plus importante que les électrons exercent les uns sur les autres est la force d'échange de Coulomb entre électrons de spins parallèles. C'est ce que montrent les calculs de Wigner et Seitz [2] sur l'énergie de dissociation des métaux Li et Na : l'énergie d'échange est presque quatre fois l'énergie de corrélation entre les électrons de spins antiparallèles. Considérons pour simplifier l'unité de volume d'un métal. Nous supposerons que la zone de Brillouin possède ω_0 sommets placés symétriquement dans l'espace des moments. Soient n_1, n_2, ..., n_{ω_0} le nombre des électrons ayant émigré des sommets correspondants et soit n_0 la densité moyenne des électrons dans le métal; le calcul donne, pour la variation totale de l'énergie,

$$\Delta E = \sum_i n_i \left[\varepsilon_0 - \frac{3e^2}{4}\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}} n_i^{\frac{1}{3}} + \frac{3}{5}\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{h^2}{2m^\star} n_i^{\frac{2}{3}} \right] + \frac{h^2}{8\pi m}\left(\frac{\pi}{3n_0}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\sum_i n_i\right)^2. \qquad (1)$$

Voici la signification des différents termes : le terme constant et le dernier terme entre crochets, en $n_i^{\frac{2}{3}}$, sont obtenus en sommant sur l'énergie cinétique des différents électrons d'impulsion p_i situés près des sommets, sur lesquels l'électron a l'impulsion p_0; $m^\star$ est la masse effective des électrons, c'est-à-dire

$$\sum_i E(p_i) = \sum_i \left[E(p_0) - \frac{1}{2m^\star}(p_i - p_0)^2 \right].$$

Le second terme entre crochets, en $n_i^{\frac{1}{3}}$ provient de l'intégration de l'énergie d'échange des électrons ayant leurs spins parallèles et déplacés des sommets. Ces électrons remplissent ensuite la surface de Fermi dans les creux de la seconde zone. Ce processus conduit au terme $\left(\sum_i n_i\right)^2$.

En faisant varier dans (1), les nombres d'occupation $n_1, n_2, \ldots, n_{\omega_0}$, on calcule les minima (relatifs) de ΔE. Le résultat montre qu'il est possible d'avoir un état d'énergie minimum tel que parmi les ω_0 sommets il y en ait ω seulement ($\omega < \omega_0$) qui soient « excités » ce qui veut dire qu'un certain nombre d'électrons ($n \sim 10^{-5} n_0 \sim 10^{18}$) sont enlevés de chacun des sommets et redistribué sur la surface de Fermi libre, tandis que les autres sommets restent intacts.

En cherchant le minimum de l'expression (1), on trouve pour n,

$$n^{\frac{1}{3}} = \frac{e^2 m^\star}{h^2}\left(\frac{4\pi}{3}\right)^{\frac{1}{3}} \left\{ 1 + \left(1 - \frac{2\varepsilon_0 h^2}{m^\star e^4}\right)^{\frac{1}{2}} \right\} \sim 10^6 \text{ cm}^{-1}. \qquad (2)$$

Cette formule montre que $n^{\frac{1}{3}}$ dépend très peu de ε_0 : le facteur entre accolades est toujours compris entre 1 et 2. L'inverse $n^{-\frac{1}{3}}$ peut être écrit en fonction du rayon de Bohr $r = \frac{\hbar^2}{me^2} \sim 0{,}55 \cdot 10^{-8}$ cm :

$$l = n^{-\frac{1}{3}} = 23{,}2\, r \frac{m}{m^\star}. \qquad (3)$$

D'autre part, on sait que $m^\star \sim \frac{m}{5}$, d'où $l \sim 116\, r$,

$$n = (116\, r)^{-3} = 3{,}9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}. \qquad (4)$$

Une distribution asymétrique des électrons dans l'espace des moments représente un état qui possède une impulsion résultante et, par suite, un courant spontané.

Il faut déterminer maintenant les propriétés thermodynamiques de cet état. L'énergie thermique des électrons transférés sur la surface de Fermi est

$$\frac{\omega}{\omega_0} \frac{2\pi^3 m}{3h^2} \left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} k^2 T^2.$$

Il en résulte que l'énergie interne U et l'énergie libre F, à la température T, sont les fonctions

suivantes de ω

$$U = B\omega^2 + \omega(A + CT^2), \tag{5}$$

$$F = B\omega^2 + \omega(A - CT^2), \tag{6}$$

où

$$A = n\left[\varepsilon_0 - \frac{3e^2}{4}\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}} n^{\frac{1}{3}} + \frac{3}{5}\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{h^2}{2m^\star} n^{\frac{2}{3}}\right],$$

$$B = \frac{h^2}{8\pi m}\left(\frac{\pi}{3n_0}\right)^{\frac{1}{3}} n^2,$$

$$C = \frac{2\pi^3 m}{3h^2\omega_0}\left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} k^2,$$

$n^{\frac{1}{3}}$ étant donné par (2).

En substituant cette valeur de n dans l'expression de A, on obtient

$$A = \frac{2}{5}\left[\varepsilon_0 - \frac{e^2}{l}\,\frac{3}{8}\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}}\right],$$

qui peut être positif ou négatif. Il sera clair, dans la suite, que A doit être négatif et petit pour obtenir la supraconductivité ordinaire (des valeurs positives de A pourraient indiquer quelqu'autre phénomène, tel que le changement soudain de résistance dans certains métaux à basse température).

Pour obtenir le minimum de l'énergie libre, nous égalerons à zéro la dérivée de (6) par rapport à ω, ce qui donne

$$\omega = \frac{1}{2B}(CT^2 - A), \tag{7}$$

d'où

$$U = \frac{3C^2}{4B}T^4 - \frac{AC}{2B}T^2 - \frac{A^2}{4B}, \tag{8}$$

$$F = -\frac{C^2}{4B}T^4 + \frac{AC}{2B}T^2 - \frac{A^2}{4B}. \tag{9}$$

La température de transition T_0 est définie par $\omega = \omega_0$ parce que, pour cette valeur, l'asymétrie et, par conséquent, la supraconductivité, disparaissent. On trouve ainsi

$$T_0 = \sqrt{\frac{3}{8}\,\frac{n\omega_0 h^2}{\pi^2 km}}\left(\frac{\pi}{3n_0}\right)^{\frac{1}{3}}\left[1 + \frac{4\pi A m}{n^2\omega_0 h^2}\left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}}\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{10}$$

où le nombre des sommets est de l'ordre de 10, la densité électronique $n_0 \sim 10^{23}\,\mathrm{cm}^{-3}$ et, d'après (4), $n = 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, T_0 devient alors de l'ordre de quelques degrés K comme cela doit être.

La chaleur spécifique au-dessous de la température de transition est

$$c_S = \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}T} = \frac{3C^2}{B}T^3 - \frac{AC}{B}T$$

$$= \frac{32k^4 m^3 n_0 \pi^6 T^3}{h^6 n^2 \omega_0^2} - \frac{16\pi^3 m^2 k^2 A}{3h^4 n^2 \omega_0}\left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{2}{3}} T. \tag{11}$$

Le premier terme dans (11) est indépendant de A et, par conséquent, de toute hypothèse sur la discontinuité d'énergie ε_0, tandis que le second terme en dépend. On peut calculer ε_0 d'après la déviation de la chaleur spécifique de la loi en T^3, ce qui revient à emprunter à l'expérience environ 10 pour 100 du total. Si le métal n'était pas supraconducteur, nous pourrions obtenir la chaleur spécifique du zinc en y faisant $\omega = \omega_0$ et en différentiant par rapport à T, c'est-à-dire $c_N \sim 2\,\omega_0 CT$. Il en résulte que le changement de chaleur spécifique dû au mécanisme de la supraconductivité est

$$\Delta c = c_S - c_N = \frac{3C^2}{B}T^3 - \frac{AC}{B}T - 2C\omega_0 T, \tag{12}$$

ce qui, d'après (10), peut être mis sous la forme

$$\Delta c = \frac{4\pi^3 mk^2}{3h^2}\left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} \times \left[1 + \frac{4\pi A m}{n^2\omega_0 h^2}\left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}}\right]\left(3\frac{T^2}{T_0^2} - 1\right)T \tag{13}$$

qui représente la quantité réellement mesurée. Lorsque A est petit, notre formule est d'accord avec la formule empirique obtenue par Kok [3], y compris les facteurs numériques dont l'ordre de grandeur est, par exemple, pour l'étain, d'après (13),

$$\Delta c \sim 0{,}00229\ \mathrm{cal : mol}\ (^\circ\mathrm{K}).$$

Nous avons maintenant à tenir compte du changement magnétique produit par les courants spontanés et (ou) imposés du dehors. A cet effet, il faut ajouter à l'énergie libre des électrons l'énergie $\left(\frac{1}{8\pi}\right)H^2$ par unité de volume. L'étude des niveaux énergétiques du mouvement électronique montre que ces niveaux sont peu modifiés par le champ magnétique. Nous supposerons que les courants ont des intensités et des directions arbitraires à l'intérieur des domaines élémentaires. Il faut déterminer leur distribution moyenne en évaluant le minimum de l'énergie libre totale, c'est-à-dire

$$F' = \int\left\{B\omega^2 + (A - CT^2)\omega + \left(\frac{1}{8\pi}\right)H^2\right\}\mathrm{d}v. \tag{14}$$

D'autre part, le courant spontané est proportionnel au nombre des sommets occupés $\omega_0 - \omega$ de la zone de Brillouin, de sorte que la densité de courant spontané est

$$j = \frac{nev_S}{c}(\omega_0 - \omega), \tag{15}$$

où $v_S = \frac{hn^{\frac{1}{3}}}{m^\star} \sim 3{,}3 \cdot 10^7\ \mathrm{cm : sec}$ est la vitesse des électrons supraconducteurs. Négligeons les courants ohmiques ordinaires qui sont court-circuités par les régions supraconductrices, on a la relation

$$4\pi j = \mathrm{curl}\,H. \tag{16}$$

Introduisons (15) et (16) dans (14), on obtient

$$F' = F_0 + \frac{1}{8\pi}\int\{H^2 + \beta^2(\mathrm{curl}\,H)^2 - \gamma\,|\,\mathrm{curl}\,H\,|\}\,\mathrm{d}v \quad (17)$$

avec les abréviations

$$\left.\begin{aligned} \beta^2 &= \frac{h^2c^2}{(4\pi)^2 me^2 v_S^2}\left(\frac{\pi}{3n_0}\right)^{\frac{1}{3}}, \\ \gamma &= \frac{h^2 cn\omega_0}{2\pi mev_S}\left(\frac{\pi}{3n_0}\right)^{\frac{1}{3}} \\ &\times\left[1 + \frac{4\pi Am}{n^2\omega_0 h^2}\left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}}\right]\left(1 - \frac{T^2}{T_0^2}\right). \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

La distribution du champ s'obtient en cherchant le minimum de l'expression (17) par rapport à H, tenant compte de la continuité de H sur la frontière.

Divisons $j = \frac{1}{4\pi}$ curl H en deux parties :

$$j = j_0 + j', \qquad \text{où} \quad (j_0)_{\mathrm{moy}} = 0.$$

si $|j_0| > |j'|$, ce qui arrive dans les champs faibles, nous obtenons l'équation de London pour le cas stationnaire

$$\Delta H = \lambda H, \quad (19)$$

avec

$$\lambda = \frac{3}{\beta^2}, \qquad \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \frac{\beta}{\sqrt{3}} \sim 3.10^{-6}\ \mathrm{cm}.$$

D'autre part, quand le champ extérieur est grand, l'équation de London n'est plus valable et doit être emplacée par

$$\Delta A\left(1 + \frac{\gamma j_0^2}{6\beta^2|\Delta A|^3} - \frac{\gamma}{2\beta^2|\Delta A|}\right) = \frac{1}{\beta^2}A, \quad (20)$$

où A est le potentiel vecteur.

Même pour des champs intenses, la région où l'équation (20) est valable est une mince couche limite dont l'épaisseur (la profondeur de pénétration δ) est obtenue en postulant que la fonction H est continue à travers la surface qui sépare la couche limite de l'intérieur où l'équation (19) de London est valable. Pour des champs magnétiques extérieurs H très forts (pour lesquels nous n'avons pas de données expérimentales), on obtient

$$\delta = 0{,}47\,\beta\left[\frac{H_{\mathrm{ex}}}{H_f\left(1 - \frac{T^2}{T_0^2}\right)}\right]^{\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

où H_f est une constante et H_{ex} le champ magnétique extérieur.

Le champ magnétique critique H_c s'obtient en égalant les énergies libres de l'état normal et de l'état supraconducteur. La première est exactement

$$\frac{1}{8\pi}\int H_{\mathrm{ex}}^2\,\mathrm{d}v + \int[\omega_0^2 B + (A - CT^2)\omega_0]\,\mathrm{d}v.$$

La seconde est l'expression (17), où H représente le champ magnétique supraconducteur. Le calcul conduit à la formule

$$H_c = H_m\left(1 - \frac{T^2}{T_0^2}\right), \quad (22)$$

avec

$$H_m^2 = \frac{8\pi^4 mk^2}{3h^2}\left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}} T_0^2\left[1 + \frac{4\pi Am}{n^2\omega_0 h^2}\left(\frac{3n_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}}\right].$$

Ce résultat est d'accord avec l'expérience non seulement en ce qui concerne la dépendance de la température, mais aussi l'ordre de grandeur.

Une théorie détaillée sera publiée par l'un des auteurs (K. C. C.) auquel sont dus tous les calculs.

Manuscrit reçu le 1er juillet 1948.

DE L'ÉCLAIRAGE DES APPAREILS WILSON PAR TUBES A ÉCLAIRS A XÉNON

Par MM. Marcel LAPORTE et Jean TEILLAC.

Sommaire. — Il est donné des précisions sur un dispositif d'éclairage utilisable pour la photographie des trajectoires de brouillard de Wilson.

Ce dispositif, qui utilise essentiellement la décharge d'un condensateur à travers un tube chargé en xénon est efficace, fidèle et économique.

Son emploi est particulièrement indiqué dans les recherches où la détente du Wilson doit être commandée par l'action du rayonnement à étudier sur un ou plusieurs compteurs de Geiger-Müller.

Dès 1938, l'un de nous a préconisé, pour la prise de clichés des trajectoires de brouillard de Wilson, l'emploi de décharges de condensateurs dans des tubes contenant des gaz rares et, plus particulièrement, du xénon [1]. Il avait été montré, en effet, que de telles décharges donnent naissance à l'émission, particulièrement intense dans le xénon, de radiations formant un spectre continu dans le visible et l'ultra-violet (observé jusqu'à 2000 Å) sous forme d'éclairs dont la durée, mesurée au miroir tournant, reste inférieure au 1/10 000e de seconde si l'on emploie des capacités ne dépassant pas une dizaine de microfarads et un circuit de décharge de faible inductance.

Rappelons que, dans ces expériences, l'emploi d'un thyratron en série avec le tube à décharge avait permis d'obtenir des éclairs périodiques à fréquence 50 p : s et que l'on avait pu à l'aide du photomètre physique hétérochrome à lecture directe [2] mesurer facilement le flux lumineux moyen. Ces flux moyens (moyenne rapportée à la durée des éclairs), atteignaient 25 millions de lumens pour une dépense d'énergie de seulement 9 joules par éclair (0,5 μF déchargé sous 6000 V).

Il est clair que si l'on n'a besoin que de décharges espacées entre elles de plusieurs dizaines de secondes comme c'est le cas dans l'utilisation du Wilson, on peut, sans danger d'échauffement exagéré du tube à décharge, utiliser des tensions de charge et des capacités plus grandes, c'est-à-dire dépenser, dans chaque éclair, des énergies beaucoup plus grandes et, par suite, obtenir des flux lumineux beaucoup plus intenses.

Les circonstances de la guerre nous ont empêchés de mettre en œuvre cette méthode. Bien que depuis, semble-t-il, elle ait été employée dans quelques laboratoires et bien qu'elle ait même donné lieu, récemment, à la construction déjà commercialisée d'appareils de prise de vue pour instantanés photographiques ultra-rapides, nous croyons utile de donner ci-dessous des précisions sur les caractéristiques de l'appareillage que nous venons de mettre au point pour la prise de clichés Wilson.

Il y avait lieu de choisir la capacité et la tension de charge des condensateurs, la pression de remplissage des tubes et leurs dimensions.

La capacité des condensateurs est l'un des facteurs qui interviennent dans la durée des éclairs.

L'un de nous avait déjà montré [3] que la durée des éclairs croît avec la capacité, d'abord rapidement, puis suivant une loi linéaire et que, si l'on désire des éclairs très brefs, de durée inférieure par exemple au 1/10 000e de seconde, il faut limiter la capacité à une dizaine de microfarads. Le choix de la tension de charge est alors guidé par la valeur de l'énergie qu'il convient de dépenser dans chaque éclair pour obtenir un éclairage suffisant.

Dans une note récente aux *Comptes rendus de l'Académie* [4], l'un de nous a indiqué que l'énergie rayonnée par éclair dans le visible est une fraction sensiblement constante (quelles que soient le capacité et la tension de charge), de l'énergie totale rayonnée dans le visible et l'infrarouge et qu'elle est proportionnelle à la capacité et au carré de la tension de charge, c'est-à-dire, en définitive, à l'énergie dépensée dans la décharge. Dans cette même publication, il a été indiqué que l'énergie rayonnée est une fonction d'abord assez rapidement croissante de la pression du gaz rare, krypton ou xénon, qui passe ensuite, dans le cas d'un tube de 8 mm de diamètre intérieur, par un maximum, d'ailleurs très étalé, pour une pression de l'ordre de 35 mm de mercure ; le maximum dans le cas du xénon est environ les 3/2 de celui obtenu avec le krypton, ce qui précise l'avantage de l'emploi du xénon.

Nous référant à des mesures antérieures, on peut évaluer l'efficacité lumineuse dans le xénon (tube de 8 mm de diamètre, pression : 35 mm de mercure) qui est très élevée, de l'ordre de 40 lumens par watt.

Enfin, dès que l'on veut dépenser, dans la décharge des énergies supérieures à quelques dizaines de joules, il est nécessaire de ne pas employer des tubes de trop faibles diamètres. On a signalé et nous avons vérifié que des tubes capillaires en pyrex, de 2 à 3 mm de diamètre par exemple, se craquèlent et deviennent inutilisables sous l'action de décharges intenses, probablement en raison d'effets de surpression ou d'échauffements instantanés trop élevés.

Ces considérations nous ont conduit à utiliser, pour l'éclairage du Wilson, des tubes de 8 mm de diamètre intérieur, munis de petites électrodes d'aluminium pur (pour limiter la pulvérisation cathodique) et chargés en xénon, sous une pression de 30 mm de mercure, des capacités de l'ordre de 10 μF, chargés sous 6000 V, c'est-à-dire à mettre en jeu une énergie par éclair de l'ordre de 180 joules.

La puissance moyenne rapportée à une durée d'éclair de 10^{-4} s atteint donc 1800 kW et le flux moyen 70 millions de lumens. La tension d'amorçage d'un tube de 20 cm de longueur étant inférieure à 6000 V, il est nécessaire de disposer en série un éclateur. Il est commode d'employer comme éclateur, ainsi que l'un de nous l'avait déjà montré [1], un thyratron, éclateur fidèle, silencieux et facile à commander par action sur la grille. (1)

La figure 1 représente le schéma du montage utilisé.

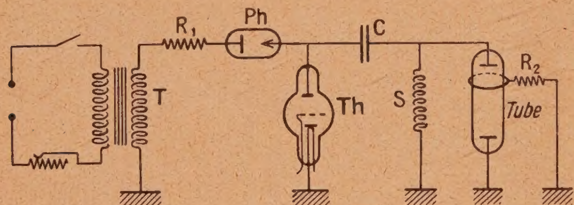


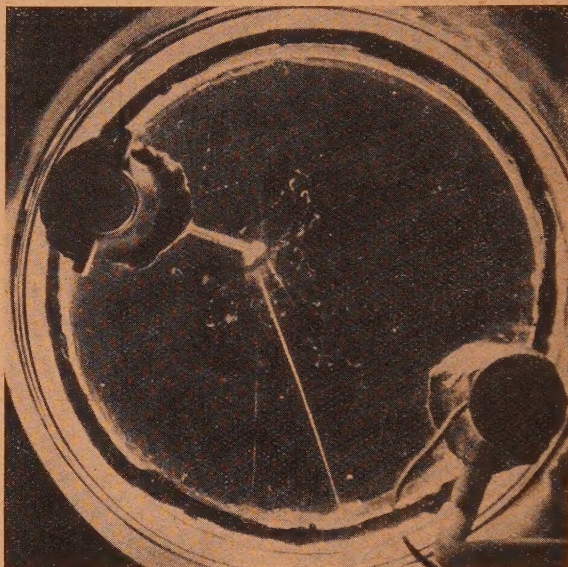
Fig. 1.

R_1, 50 000 Ω; Ph : Phanotron (PA 50-40); Th : Thyratron (TY 60-70) C, 10 μF; S, 400 milli henrys; T, tube; R_2, 1 MΩ; T, transformateur 110 6000.

La résistance R_1 limite le débit du transformateur au début de la charge. L'impédance de la self S, faible pendant la période de charge, prend une valeur très élevée pendant leur décharge rapide à travers le tube, de sorte que l'intensité du courant qui la traverse, pendant la décharge, n'est qu'une très faible fraction de celle qui traverse le tube; par ailleurs, ce montage a sur d'autres l'avantage de définir exactement la tension appliquée au thyratron et au tube.

L'éclair est déclenché par la mise au sol, pendant un court instant, de la grille du thyratron ordinairement polarisée sous une tension suffisante pour empêcher la décharge sous 6000 V.

On a observé que des retards à l'amorçage du tube,



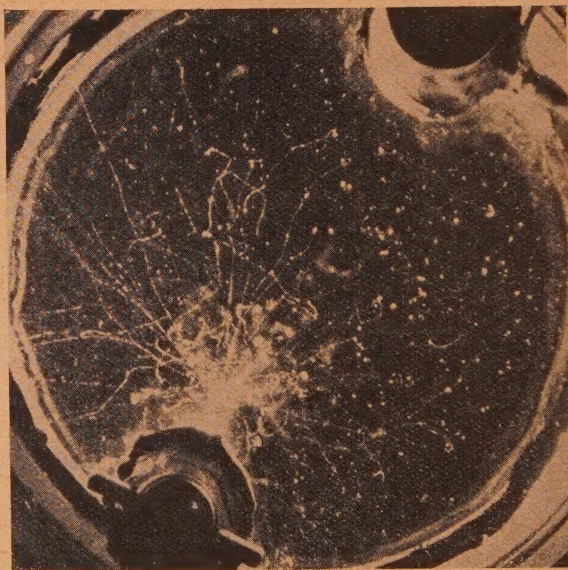


Fig. 2 et 2 *bis*. — Clichés obtenus avec une source de M Th 2 placée à l'intérieur de la chambre (sans champ magnétique).

retards qui font passer la décharge par la self, sont supprimés si l'on approche du tube une source de rayons γ ou si, plus simplement, l'on dispose, au voisinage de la cathode, un anneau métallique, A, relié au sol par une résistance élevée R_2, 1 MΩ par exemple.

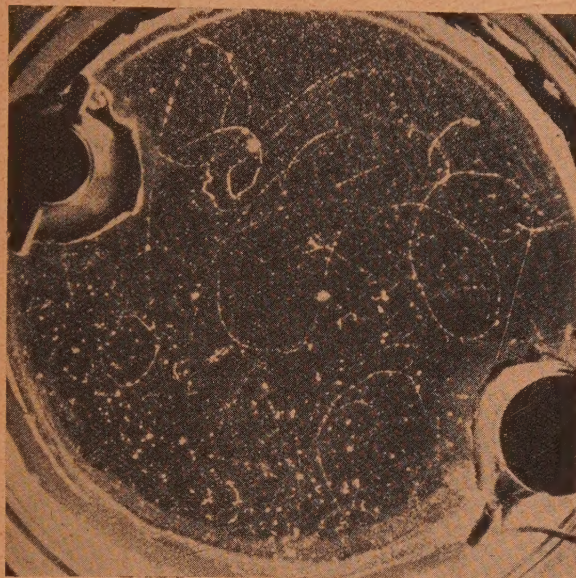
Dans ces conditions, nous avons observé que,

(1) Des essais récents montrent la possibilité de remplacer le thyratron par un redresseur à vapeur de mercure à grille commandée, plus robuste.

au cours de plus de 500 décharges, le tube s'est toujours allumé exactement à l'instant désiré.

Nous publions ci-contre trois clichés de trajectoires de rayons β. Ils ont été obtenus par tirage « direct » des négatifs, sans aucun artifice photographique (²).

L'appareil de prises de vue utilisé est un appareil stéréoscopique du commerce, muni de deux objectifs



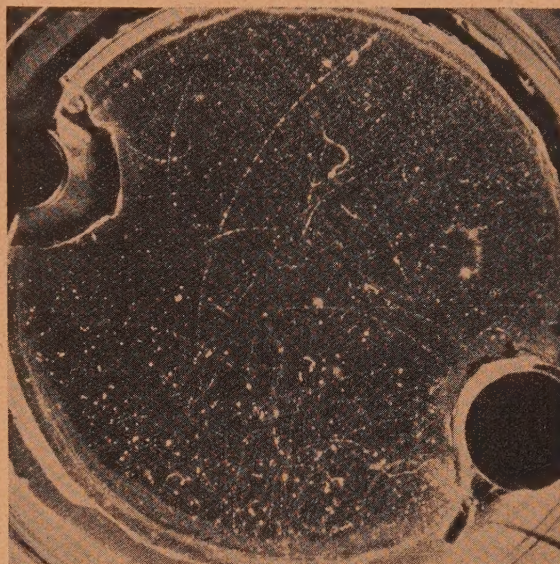


Fig. 3 et 4. — Clichés obtenus avec une source de dépôt actif de Th placée à l'extérieur de la chambre (champ magnétique d'environ 500 gauss).

Remarque. — Les trajectoires des rayons β rapides sont d'une netteté comparable à celles obtenues par les dispositifs les plus puissants (arc en court-circuit, lampes survoltées).

ouverts à f : 3,5; les photographies sont prises sur film super XX Kodak; les objectifs demeurent ouverts pendant la détente, la brièveté des éclairs permettant de se dispenser de l'emploi de tout obturateur.

Ce dispositif est plus spécialement avantageux pour l'éclairage d'un Wilson commandé par compteurs de Geiger : l'instant de la décharge ne pouvant alors être prévu, il serait nécessaire de maintenir tout autre dispositif, tels que arc ou lampes en état d'attente, prêts à donner l'intensité nécessaire à la prise du cliché, ce qui conduit à des dépenses importantes d'énergie et surtout à un échauffement nuisible de l'atmosphère du Wilson.

(²) La qualité insuffisante du papier dont nous disposons actuellement n'a malheureusement pas permis une reproduction fidèle des excellents clichés originaux (Note de la rédaction).

Manuscrit reçu le 26 avril 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Marcel LAPORTE, Production de spectres continus par excitation électrique des gaz rares (*J. de Physique*, 1938, **9**, p. 228).

[2] Marcel LAPORTE et François GANS, Photométrie physique des tubes à gaz luminescents (*Rev. d'Optique*, 1936, **7**, p. 453).

[3] Marcel LAPORTE et Pierre CORDA, Structure fine des éclairs par la décharge d'un condensateur à travers un tube à gaz (*J. de Physique*, 1937, **8**, p. 248).

[4] Marcel LAPORTE, Roger LEGROS et Jean ROUX, Note sur l'intensité du rayonnement émis dans la décharge d'un condensateur à travers un tube à krypton ou à xénon (*C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, p. 1265).

SUR L'UTILISATION DES AMPLIFICATEURS A COÏNCIDENCES AYANT UN TEMPS DE RÉSOLUTION FAIBLE

Par RENÉ COHEN.
Commissariat à l'Énergie Atomique. Laboratoires du Fort de Châtillon. Fontenay-aux-Roses.

Sommaire. — On indique les précautions à prendre pour l'utilisation d'amplificateurs à coïncidences dont le temps de résolution est du même ordre de grandeur que le retard d'initiation de la décharge (quelques 10^{-7} s) dans un compteur G. M. de type courant.

Disposant d'un amplificateur à coïncidences construit par le service de radioélectricité du C. E. A., nous avons mesuré son temps de résolution par la méthode des coïncidences fortuites et l'avons trouvé égal à $2{,}2.10^{-7}$ s.

Ce temps étant de l'ordre de grandeur des retards entre le passage de l'agent ionisant et l'impulsion [1], [2], nous risquions de perdre des coïncidences vraies.

Les expériences décrites ci-après ont pour but de déterminer les conditions permettant à l'expérimentateur de s'affranchir de cette difficulté.

Appareillage et source. — Nous avons utilisé deux compteurs β du type courant (paroi : 0,1 mm Al; mélange gazeux, 1 cm alcool + 9 cm argon; longueur, 4 cm; fil : molybdène de 0,07 mm); un réducteur d'impédance à cathode suiveuse transmet

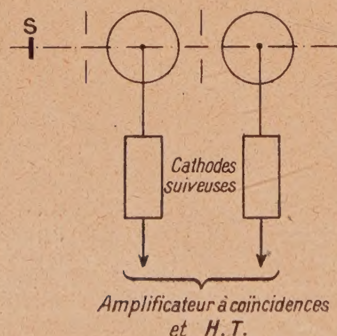


Fig. 1.

l'impulsion à l'amplificateur. La source est du RaD en équilibre avec ses dérivés; elle est canalisée, les parties centrales des compteurs intervenant seules (*fig.* 1).

Mesures. — Nous imposant une série de valeurs de V_1 (tension appliquée au compteur 1, le plus proche de la source), nous avons pour chacune de ces valeurs mesuré le nombre de coïncidences par minute, N, en fonction de V_2 (tension du compteur 2). L'ensemble des résultats est reporté sur la figure 2

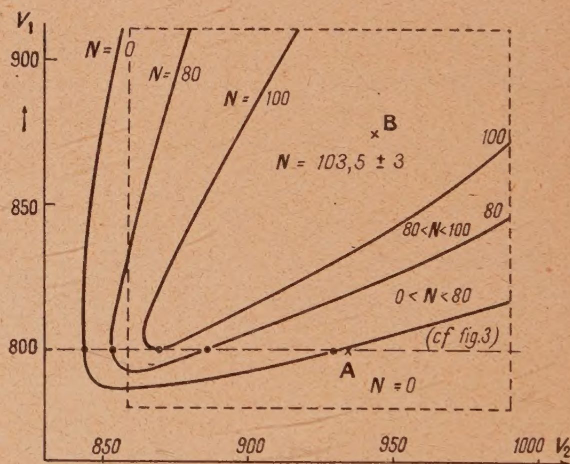


Fig. 2.

sous forme de courbes d'égales valeurs de N; la figure à l'aspect des lignes de niveau d'un promontoire à bords raides et ayant un plateau comme sommet. Dans notre dispositif, la valeur de N sur ce plateau est égale à $103{,}5 \pm 3$. Il est intéressant de comparer la forme de ce plateau et le rectangle défini par les paliers individuels des deux compteurs (pointillé).

Choix du point de fonctionnement. — On détermine expérimentalement les valeurs de N pour quelques points du plan $V_1 V_2$, le but étant le tracé des frontières de la zone à l'intérieur de laquelle N

est maximum; il suffit alors de se placer en un point de cette zone distant d'au moins une vingtaine de volts de la frontière. Toute variation de l'un des compteurs, toute modification, tout déplacement des connexions imposant une redétermination du point.

Signification du maximum de N. — L'existence même du plateau nous conduit à penser que le maximum de N correspond au nombre d'électrons traversant les deux compteurs. A titre de vérification, ayant déterminé le point de fonctionnement, nous avons compté simultanément le nombre d'impulsions par minute du compteur 2 et le nombre de coïncidences, la source étant en place. Nous avons ainsi obtenu respectivement $117{,}1 \pm 0{,}3$ et $104 \pm 0{,}3$. Les mêmes mesures, source enlevée, donnent $12{,}5 \pm 0{,}5$ et $0{,}4 \pm 0{,}1$. Les intensités dues à la source sont donc $104{,}6 \pm 0{,}6$ et $103{,}6 \pm 0{,}3$, ce qui indique que la perte de comptage due au faible temps de résolution d'une part et à l'efficacité du premier compteur d'autre part, est inférieure à

$$\frac{(104{,}6 - 103{,}6) \pm 0{,}7}{105},$$

c'est-à-dire inférieure à $1 \pm 0{,}7$ pour 100.

Par ailleurs la mesure simultanée des coïncidences et des anticoïncidences montre que la frontière du plateau correspond à des pertes de 1 pour 100. Elles ne sont plus que de 2 pour 1000 dans la région $V_1 = 900$ V, $V_2 = 960$ V.

Interprétation. — Voyons de plus près l'intersection de la surface de la figure 2 par le plan $V_1 = 800$ V (*fig.* 3). La variation du nombre des coïncidences

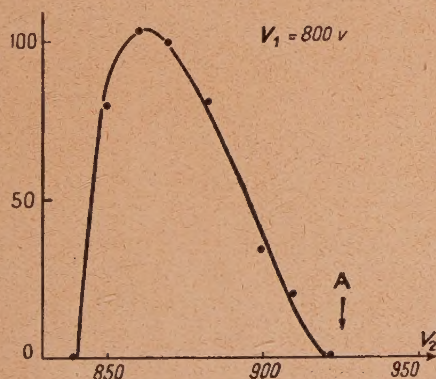


Fig. 3.

avec V_2 et sa disparition pour $V_2 > 920$ V, montre qu'il existe entre les impulsions de 1 et celle de 2 correspondant au passage de la même particule, un décalage qui varie avec V_2, et qui, pour $V_2 > 920$ V est supérieur à $2 \cdot 10^{-7}$ s, temps de résolution de notre amplificateur à coïncidences.

Pour préciser davantage introduisons une résistance R (*fig.* 4) entre le réducteur d'impédance et le

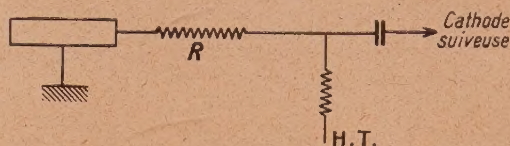


Fig. 4.

fil de l'un des compteurs. L'impulsion, sans résistance dans le circuit, avait la forme I (*fig.* 5) et

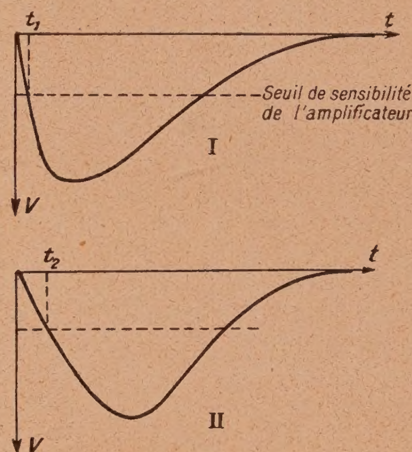


Fig. 5.

actionnait l'amplificateur au temps t_1; avec la résistance, elle devient II (*fig.* 5) et n'est enregistrée qu'au temps $t_2 > t_1$. Le retard ainsi introduit est de l'ordre de grandeur de CR (R, résistance introduite, C, capacité totale du circuit d'entrée, égale ici à 7 cm).

Plaçons-nous alors au point A ($N = 0$) et introduisons un retard de l'ordre de 10^{-7} s : on n'observe toujours pas de coïncidences lorsque R est placée dans le circuit 1, mais on obtient une valeur voisine de 80 lorsqu'elle est dans le circuit 2. *Ceci montre qu'augmenter la tension appliquée à un compteur équivaut à réduire le retard entre l'entrée de l'agent ionisant et l'impulsion dans le circuit.*

Nous étant alors fixé un point B, nous avons introduit une résistance variable dans le circuit 2 et avons mesuré N en fonction de R (*fig.* 6). On voit que le fait d'introduire des retards définis par des constantes de temps allant jusqu'à $2 \cdot 10^{-7}$ s (correspondant à $R = 25\ k\Omega$, la capacité du circuit étant de 7 cm) sans perdre de coïncidences, nous permet de préciser que le retard entre l'entrée de l'agent ionisant et l'impulsion est bien défini, les fluctuations autour de la valeur moyenne étant petites devant cette valeur.

On peut maintenant interpréter complètement une courbe telle que celle de la figure 3. De part et d'autre d'un axe des temps (*fig.* 7) portons schématiquement les impulsions des deux compteurs. Le trait plein vertical représente la valeur moyenne du retard (fonction de la tension), la zone hachurée l'entourant,

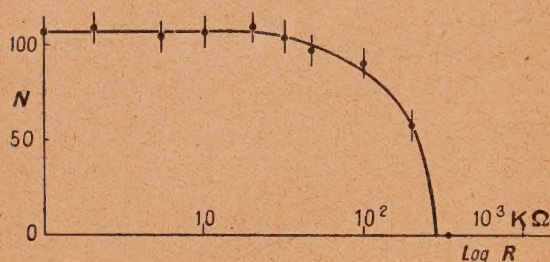


Fig. 6.

les fluctuations autour de cette valeur moyenne. La partie renforcée de l'axe des temps encadrant la valeur moyenne du retard du compteur 1 (dont la tension est fixée) représente un temps égal à deux fois le temps de résolution de l'amplificateur. On comprend aisément que V_2 augmentant, le nombre de coïncidences commence par croître, passe par un maximum, puis décroît.

Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par une méthode différente par Sherwin [1].

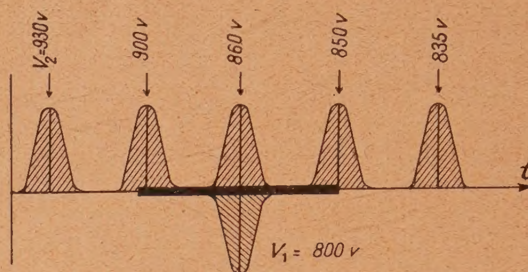


Fig. 7.

En conclusion, nous pensons qu'avec le type de compteur β utilisé ici, il est préférable d'utiliser un amplificateur à coïncidences à pouvoir de résolution compris entre 0,5 et 1.10^{-6} s. Ce n'est que dans les cas où le nombre des coïncidences fortuites est important devant celui des coïncidences spécifiques du phénomène étudié qu'il y a avantage à utiliser les amplificateurs à temps de résolution plus petit.

Nous tenons à remercier MM. Berthelot et Chaminade pour les fructueuses discussions que nous avons eues avec eux au cours de ce travail.

Manuscrit reçu le 3 juillet 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] C. W. et SHERWIN, *Rev. Sci. Inst.*, 1948, **19**, p. 111-115.

[2] L. MADANSKY et R. W. PIDD, *Phys. Rev.*, 1948, **73**, p. 1215 (L).

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. SÉRIE VIII, TOME IX, OCTOBRE 1948.

ACTIONS DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ALTERNATIFS SUR L'INTENSITÉ DE LA LUMINESCENCE DES SULFURES IRRADIÉS AUX RAYONS X ET DÉFORMATIONS DES BANDES D'ÉMISSION

Par G. DESTRIAU et J. MATTLER

Laboratoire de Luminescence (Physique P. C. B.), Faculté des Sciences de Paris.

Sommaire. — En soumettant certains sulfures luminescents à l'action des rayons X les brillances évoluent dans le temps suivant des courbes dont les aspects sont profondément modifiés lorsque simultanément on fait agir un champ électrique alternatif sur ces sulfures. Les bandes spectrales d'émission sont elles-mêmes profondément modifiées, d'une manière transitoire aux époques d'établissement et de suppression de champ, mais aussi d'une manière permanente quand le champ est maintenu.

Introduction. — Nous nous sommes proposés dans ce travail d'étudier les modifications de la luminescence émise par certains sulfures irradiés aux rayons X, lorsqu'on les soumet en même temps à l'action d'un champ électrique.

La brillance d'un écran excité par les rayons X

croît rapidement avec le temps et tend vers une saturation plus ou moins vite atteinte suivant la nature de l'écran (courbe OABC, *fig.* 1). Pour les sulfures qui ont fait l'objet de la présente étude il fallait pratiquement 5 à 20 mn d'irradiation, suivant les sulfures, avant de se trouver sur le palier de saturation. Aucun signe de fatigue ne s'est manifesté dans l'émission, même en poursuivant les observations durant 8 h consécutives (le faisceau de rayons X étant bien entendu maintenu constant).

Fig. 1.
OABC, évolution de la brillance en fonction du temps d'un écran au sulfure irradié aux rayons X; ODEF, brillance de cet écran soumis en même temps à l'action d'un champ électrique alternatif.

Lorsqu'on soumet l'écran simultanément à l'action des rayons X et à celle d'un champ électrique la brillance évolue sensiblement de la même façon (courbe ODEF, *fig.* 1) mais elle est toujours plus faible que dans le cas précédent; autrement dit le champ éteint partiellement la luminescence d'un écran irradié aux rayons X.

Le taux d'extinction, que l'on peut définir par le rapport $\tau = \frac{B_0 - B_1}{B_0}$ (B_0 brillance à saturation en l'absence du champ, B_1 brillance à saturation dans le champ), varie avec la nature du sulfure et avec l'intensité du champ appliqué. La température agit également d'une façon appréciable sur cette extinction.

Notons en passant que la brillance de saturation est en général atteinte en un temps plus long quand l'écran subit à la fois l'action des rayons X et celle du champ.

Irradions maintenant le sulfure aux rayons X et appliquons le champ électrique seulement au bout du temps t après le début de l'irradiation (lorsqu'on se trouve sur le palier de la courbe OABC). La brillance évolue d'abord suivant OAB (*fig.* 2), puis à la mise sous tension on observe un renforcement momentané BB′ de l'éclat (*illumination fugace*) suivi d'une forte *extinction momentanée* B′BB″; ensuite la courbe remonte progressivement suivant B″E vers le palier de la courbe de brillance avec champ (courbe ODEF).

Quand on supprime le champ, à l'instant t', on observe une nouvelle et courte surillumination GG′, suivie quelquefois d'une faible extinction G′G″, et la courbe rejoint finalement celle de la brillance normale sans champ (courbe OABC).

Fig. 2.
OABB′B″EGG′G″C, évolution de la brillance en fonction du temps d'un écran irradié aux rayons X, un champ électrique lui étant appliqué à l'instant t et supprimé à l'instant t' (mêmes champ et intensité des rayons X que dans le cas de la figure 1).

Le début et la fin de l'action du champ électrique s'accompagnent de phénomènes d'apparences très semblables; pour expliquer ce fait il n'est pas facile d'invoquer un effet simple de polarisation diélectrique car nous avons opéré avec des champs alternatifs de 50 p : s.

Les différents sulfures expérimentés n'évoluent pas tous suivant le schéma général de la figure 2. Pour certains d'entre eux l'illumination fugace est très forte mais l'extinction momentanée reste faible ou insignifiante. D'autres produits au contraire ne présentent pas de surillumination mais simplement une extinction plus ou moins prononcée.

Le champ électrique enfin modifie profondément l'émission spectrale de ces substances et ces perturbations produisent parfois des changements sensibles de teinte de luminescence. Ils se présentent différemment pendant les *phénomènes transitoires* (BB′B″ et GG′G″) et pendant l'extinction que nous appellerons *permanente* (EG ou DEF).

Dispositif expérimental. — Les substances luminescentes, incorporées dans une résine synthétique transparente, étaient déposées en couche mince sur une plaque d'aluminium et recouvertes d'une feuille de mica rendue conductrice sur sa face supérieure tout en restant transparente. Les distances entre électrodes étaient ici assez fortes, de 4/10e à 8/10e de millimètre suivant les cellules; les différences de potentiel appliquées ne dépassaient pas 1300 V efficaces, de sorte que les champs les plus intenses

auxquels on soumettait les sulfures n'atteignaient pas 33 000 V efficaces : cm. Pour les substances en question ces champs sont insuffisants pour provoquer l'*électroluminescence pure* (luminescence présentée sous la seule action des champs électriques variables intenses).

La cellule est disposée horizontalement, l'électrode transparente vers le haut.

L'appareil producteur de rayons X (montage demi-onde, tension de crête 80 kV) se trouve sous la cellule électrophotoluminescente dont le sulfure est ainsi irradié à travers la plaque d'aluminium.

Une cellule photoélectrique à couche d'arrêt, branchée sur un galvanomètre très sensible, permet de suivre les variations de brillance du sulfure irradié et soumis ou non à l'action du champ électrique. La résistance du circuit extérieur de cette cellule étant petite (35 Ω) et ses éclairements faibles, les déviations du galvanomètre sont proportionnelles aux flux lumineux à mesurer. L'inertie du système de mesure est cependant notable (plusieurs secondes) de sorte que l'allure exacte des phénomènes transitoires rapides n'est pas reproduite fidèlement.

La cellule photoélectrique placée directement au-dessus de la cellule électrophotoluminescente reçoit, en même temps que le rayonnement de phosphorescence émis par le sulfure, une certaine fraction du faisceau de rayons X; or les cellules à couche d'arrêt sont plus ou moins sensibles aux rayons X eux-mêmes. Le courant photoélectrique engendré par ces derniers présente un effet de fatigue notable et d'autre part, après irradiation aux rayons X, la cellule reste le siège d'une force électromotrice résiduelle durant plusieurs minutes.

Pour réduire au minimum les erreurs que ces diverses anomalies pouvaient entraîner sur nos résultats, nous avons utilisé une cellule à couche d'arrêt possédant une forte sensibilité à la lumière visible et peu de sensibilité aux rayons X; le courant photoélectrique dû à ces derniers a été déterminé séparément dans chaque cas et retranché des mesures photométriques correspondantes (il ne dépassait guère 5 pour 100 du courant total).

Les substances luminescentes suivantes ont été étudiées :

— Deux sulfures de zinc à phosphorogène de cuivre préparés par Guntz sous les n° 107 et 110.

— Un sulfure mixte de zinc et de cadmium (40 pour 100 SCd) à phosphorogène d'argent (1/10 000e) préparé par M. Marcotte.

— Un sulfure de zinc et de cadmium préparé par Lévy-West.

Variation du taux d'extinction avec l'intensité du champ appliqué (extinction en régime permanent). — Le taux d'extinction en régime permanent, $\tau = \frac{B_0 - B_1}{B_0}$ défini précédemment, augmente progressivement en fonction du champ pour toutes les substances qui ont fait l'objet de la présente étude.

La figure 3 résume les résultats trouvés.

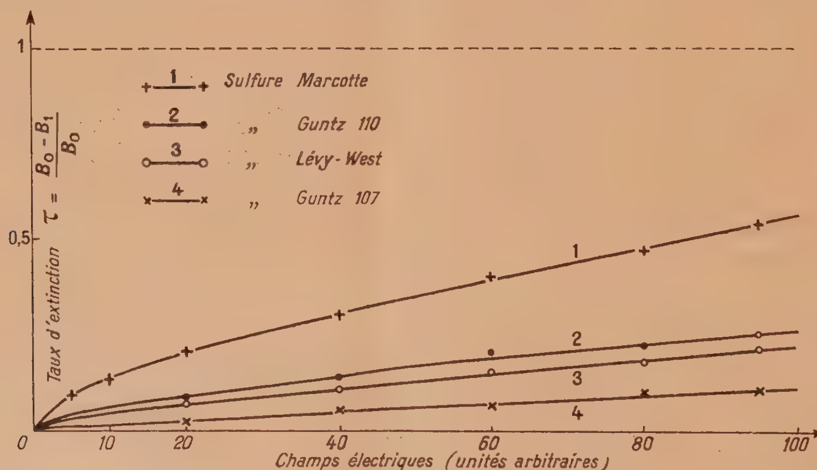


Fig. 3. — Variation du taux d'extinction avec le champ pour nos différents produits.

C'est le sulfure Marcotte qui est le plus sensible à l'effet extincteur du champ, le sulfure Guntz 107 par contre y est peu sensible.

On est amené à penser d'après l'allure générale des courbes que τ tend vers 1, c'est-à-dire que l'extinction serait totale, pour des champs suffisamment intenses; il n'a pas été possible de le vérifier car on est limité par la rigidité diélectrique.

Phénomènes transitoires aux moments de l'application et de la suppression du champ. — Les différentes substances ne se comportent pas de la

même façon. Avec *les sulfures à longue persistance* (Guntz 107 et 110) on observe à la mise sous tension une vive et courte surillumination, suivie d'une extinction momentanée plus ou moins brutale (*fig.* 4); à la suppression du champ nous retrouvons de même une illumination fugace suivie parfois d'une petite extinction momentanée. *Les sulfures sans persistance appréciable*, par contre, présentent seulement une forte extinction au moment de l'application du champ et quelquefois une petite, plus ou

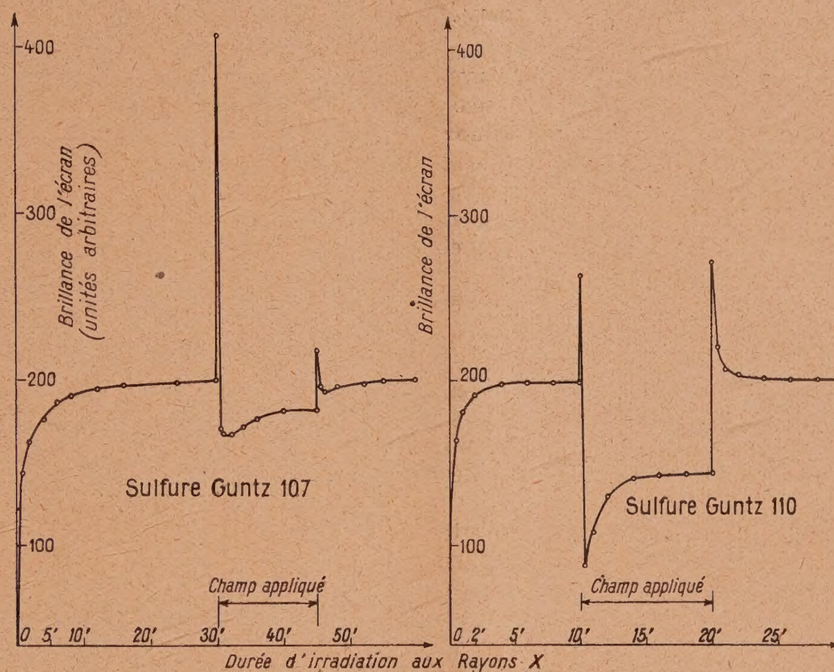


Fig. 4. — Évolution de la brillance en fonction du temps pour deux sulfures de zinc à forte persistance auxquels on applique un champ en cours d'irradiation.

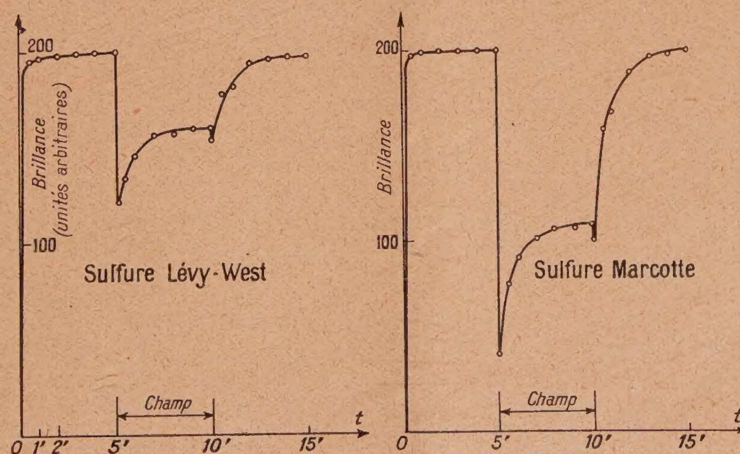


Fig. 5. — Évolution de la brillance pour deux sulfures sans persistance appréciable.

moins marquée, à la suppression (*fig.* 5); ils se distinguent des précédents par l'absence d'illumination fugace.

Nous avons déjà étudié [1] l'illumination fugace qui apparaît à la mise sous tension alternative après excitation des sulfures aux rayons X (comme suite aux travaux de Gudden et Pohl [2] qui opéraient par mise de tension constante après photoexcitation; ils n'observaient pas alors d'extinction après l'illumination fugace). Pour ne pas être gêné par

les phénomènes d'extinction qui la suivent, nous appliquions le champ électrique longtemps après la fin de l'irradiation aux rayons X, lorsque toute trace de luminescence résiduelle visible avait pratiquement disparu. Les électrons responsables de cette illumination fugace semblent provenir de niveaux discrets assez stables pour que l'illumination fugace due à l'action du champ puisse être produite longtemps après la fin de l'irradiation.

Nous avions notamment montré que la *somme de lumière* émise pendant l'illumination fugace est une fonction de la durée préalable d'irradiation aux rayons X qui passe par un maximum pour une certaine dose de rayonnement excitateur.

Ici nous observons les phénomènes plus complexes qui apparaissent par l'application simultanée des rayons X et du champ. Cette façon d'opérer nous permet d'étudier l'illumination fugace à la suppression du champ, ce qui fera l'objet d'une publication prochaine.

Quant à l'extinction brutale qui suit l'illumination fugace (*fig.* 4), ou qui se produit à la mise sous tension dans le cas des écrans sans rémanence (*fig.* 5) il n'est pas possible, vu l'inertie de notre système de mesure, d'en faire une étude quantitative. Nous sommes toutefois persuadés que pendant un temps très court, et pour un champ relativement faible, la substance est pratiquement éteinte à la mise sous tension. Nous mettons actuellement au point un montage comprenant un multiplicateur d'électrons, un amplificateur à faible constante de temps et un oscillographe cathodique, qui nous permettra une étude plus approfondie de ces phénomènes transitoires (allure générale, durée, etc.).

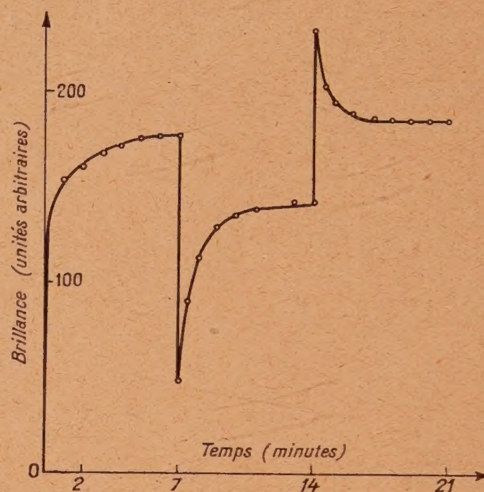


Fig. 6. — Suppression de l'illumination fugace à la mise sous tension par une faible irradiation infrarouge (sulfure Guntz 110).

Notons simplement que lorsqu'on veut étudier les seuls phénomènes d'extinction sur des sulfures présentant également l'illumination fugace (cas des sulfures 107 et 110), et sans être gêné par cette dernière, on a deux possibilités pour faire disparaître l'illumination fugace à la mise sous tension :

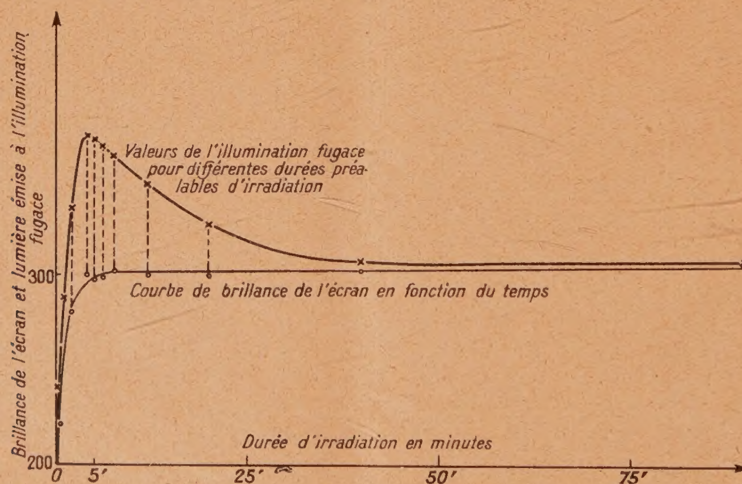


Fig. 7. — Valeurs de l'illumination fugace lorsqu'on applique le champ après différentes durées préalables d'irradiation.

1° Irradier le sulfure par un faible rayonnement infrarouge ou visible de grande longueur d'onde (*fig.* 6). L'action de l'infrarouge sur l'illumination fugace est très forte, bien plus forte que celle, bien connue, sur la phosphorescence proprement dite [3]. On peut donc par une irradiation infrarouge modérée supprimer l'illumination fugace à la mise sous tension sans modifier sensiblement

l'allure des autres phénomènes. Il est par contre remarquable qu'à la suppression du champ l'illumination fugace persiste.

Nous comptons étudier prochainement d'une façon détaillée cette action des rayons infrarouges sur l'illumination fugace (persistance dans le temps, sensibilité et répartition spectrale, possibilité de l'utiliser pour photographier l'infrarouge, etc.).

2° Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut l'illumination fugace augmente d'abord avec la durée d'irradiation aux rayons X, passe par un maximum, puis décroît pour finalement disparaître si l'irradiation a été suffisamment prolongée (*fig.* 7). Pour le sulfure Guntz 107 par exemple, l'illumination fugace disparaît pratiquement lorsqu'on applique le champ électrique après 45 mn d'irradiation. Dans ces conditions on n'observe plus que le phénomène d'extinction à la mise sous tension.

Modification du spectre de luminescence par les champs électriques. — En dehors des actions signalées dans les paragraphes précédents on constate aussi que le champ modifie parfois profondément les spectres de luminescence excités par les rayons X. Nous avons étudié ces changements spectraux en intercalant des filtres optiques convenables entre la cellule électrophotoluminescente et la cellule à couche d'arrêt (filtres rouge, orange, vert et bleu). Les courbes de transmission de ces filtres sont tracées sur la figure 8.

A. *Cas de l'extinction partielle en régime permanent.* — Pour un même sulfure on obtient des taux d'extinction différents suivant les filtres utilisés. Ce taux d'extinction est donc fonction de la région spectrale envisagée; il est plus fort aux courtes

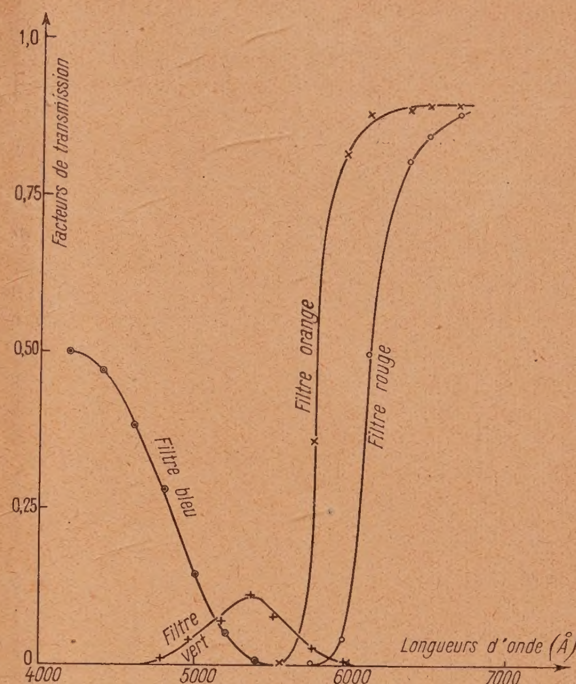


Fig. 8. — Courbes de transmission des filtres colorés.

longueurs d'onde ainsi que cela ressort du tableau suivant. Ces variations sont surtout sensibles avec les sulfures à faible persistance (Marcotte et Lévy-West).

Tableau donnant les variations du taux d'extinction dans les différentes régions spectrales et pour différentes substances.

Substances irradiées. — Filtres interposés.	Marcotte. Lumière transmise (%).	Marcotte. τ.	Lévy-West. Lumière transmise (%).	Lévy-West. τ.	Guntz 110. Lumière transmise (%).	Guntz 110. τ.	Guntz 107. Lumière transmise (%).	Guntz 107. τ.
Rouge (λ > 6000 Å)	5	0,28	7	0,00	1		1	
Orange (λ > 5700 Å)	20	0,31	23	0,04	8	0,29	7	0,03
Vert (4900 Å < λ < 5900 Å)	9	0,44	7	0,16	9	0,30	8	0,04
Bleu (λ < 5300 Å)	5	0,56	3	0,22	10	0,35	9	0,06
Lumière totale	100	0,41	100	0,17	100	0,32	100	0,06

N.-B. — Les substances Guntz 107 et 110 émettent trop peu de rouge pour que l'on puisse effectuer avec elles des mesures convenables d'extinction dans cette région spectrale.

Une étude ultérieure au spectrographe nous fournira des renseignements plus précis sur cette importante modification spectrale qui est à rapprocher de celle que l'on observe dans l'excitation du phénomène de luminescence pure [4].

B. *Cas des phénomènes transitoires.* — Au cours des phénomènes transitoires et fugaces qui se produisent aux moments de l'application et de la suppression du champ le spectre subit également des modifications profondes mais elles-mêmes très brèves.

L'écran Lévy-West est à ce point de vue particulièrement intéressant; lorsqu'on *supprime* le champ électrique on observe une illumination fugace en lumière rouge, tandis que dans le vert on obtient une forte extinction (*fig.* 9).

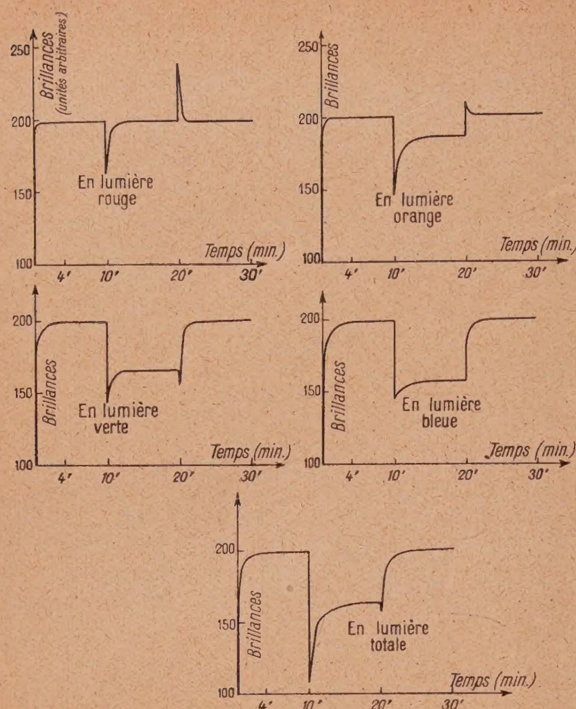


Fig. 9. — Évolution de la brillance du sulfure Lévy-West dans différentes régions spectrales. Le champ électrique est appliqué au bout de la 10e minute d'irradiation et supprimé à la 20e. Les ordonnées des différents points des courbes ont été multipliées par un facteur approprié pour avoir dans les cinq cas la même valeur de B_0.

Il est assez curieux que ce bouleversement spectral se produise au moment de la suppression du champ et non au moment de la mise sous tension.

Il est nettement visible à l'œil nu, la luminescence de l'écran qui est normalement vert-jaune vire au rouge durant une fraction de seconde lorsqu'on supprime le champ.

Conclusions. — L'étude de l'évolution dans le temps de la brillance d'un sulfure, irradié en permanence aux rayons X et soumis à l'action de champs électriques alternatifs, permet de préciser expérimentalement les diverses particularités qui accompagnent l'établissement ou la suppression du champ (illumination fugace, extinction transitoire, extinction partielle permanente).

Ces phénomènes s'accompagnent de perturbations importantes dans les bandes d'émission du sulfure, si bien que l'allure des courbes brillance-temps est différente suivant les régions spectrales explorées.

Ces perturbations des bandes d'émission par les champs électriques sont à rapprocher de celles qui avaient déjà été signalées dans l'effet d'électroluminescence pure.

Il est encore prématuré de vouloir préciser les raisons des phénomènes de surilluminations et d'extinctions.

Rappelons cependant que la surillumination est habituellement attribuée à une rentrée plus rapide des électrons de luminescence vers les centres excités. Pour l'extinction on peut envisager soit des rentrées sans émission de lumière soit encore un entraînement des électrons loin des centres excités.

Notons enfin que l'allure des phénomènes est de même fortement sensible aux variations de température, cette dernière étude fera l'objet d'un prochain mémoire.

Manuscrit reçu le 3 juillet 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] G. Destriau et J. Mattler, *J. de Physique*, 1946, **9**, p. 259.
[2] B. Gudden et R. Pohl, *Z. f. Physik*, 1920, **2**, p. 192.
[3] G. Destriau, *J. de Physique*, 1943, **4**, p. 77.
[4] G. Destriau et P. Loudette, *J. de Physique*, 1940, **2**, p. 51.

Le Gérant : Maurice Blondin. 130563 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1948.